



# La stabilité des éléments super-lourds sondée par des mesures de temps de fission

D. Jacquet, M. Morjean

## ► To cite this version:

D. Jacquet, M. Morjean. La stabilité des éléments super-lourds sondée par des mesures de temps de fission. Images de la Physique, 2009, pp.42-48. in2p3-00495364

**HAL Id: in2p3-00495364**

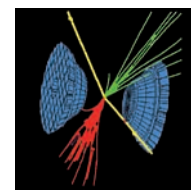
**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00495364>**

Submitted on 28 Jun 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# La stabilité des éléments super-lourds sondée par des mesures de temps de fission



*Une technique originale fondée sur la mesure de temps de réactions nucléaires a été développée au laboratoire du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen (GANIL) pour mettre en évidence l'existence de noyaux d'éléments super-lourds – de masse très supérieure à ce qui existe sur terre à l'état naturel – et pour sonder leur stabilité.*

Le noyau de l'atome est constitué de nucléons, les neutrons – électriquement neutres – et les protons chargés positivement. Pour former un noyau, les nucléons doivent rester confinés à l'intérieur d'une sphère de quelques fermis ( $10^{-15}$  mètres) de rayon, ce qui n'est possible que parce que la répulsion électrique entre protons (répulsion coulombienne) est compensée par l'interaction nucléaire entre nucléons : l'interaction forte, très attractive pour des distances inter-nucléons de l'ordre du fermi et extrêmement répulsive à plus courtes distances. Pour des nombres de protons supérieurs à environ 110, la répulsion coulombienne l'emporte cependant quel que soit le nombre de neutrons présents. Les modèles de physique nucléaire prédisent pourtant l'existence de noyaux avec plus de 110 protons (noyaux dits super-lourds) parmi lesquels certains seraient particulièrement stables. Ces prédictions ont déclenché d'intenses activités expérimentales afin de synthétiser de nouveaux éléments super-lourds et, à ce jour, des éléments comportant jusqu'à 118 protons ont été identifiés. Dans cet article, nous allons donner l'origine de ce regain de stabilité pour les noyaux super-lourds, décrire quelques unes des difficultés expérimentales rencontrées au cours des tentatives de synthèse, puis présenter une approche originale du problème qui a déjà permis de mettre en évidence l'existence et la longue durée de vie de noyaux avec 120 et 124 protons.

## Îlot de stabilité et éléments super-lourds

Un ensemble de nucléons ne peut former un noyau, avec l'ensemble de ses propriétés collectives, que si quel que soit le type d'instabilité considérée (émission d'un

nucléon ou d'une particule complexe, fission en deux ou plusieurs noyaux moins massifs) il existe une barrière de potentiel suffisamment marquée pour empêcher ou ralentir sensiblement cette transformation radioactive. Un noyau est dit stable lorsque la barrière ne peut être franchie que par effet tunnel, donc avec une probabilité extrêmement faible. Il a alors un temps de vie que l'on considère infini.

La [figure 1](#) donne une représentation schématique du potentiel qui résulte des interactions nucléaire et coulombienne en fonction de la déformation d'un noyau au cours du processus de fission, c'est-à-dire de sa cassure en deux noyaux plus légers. Il convient de noter que cette représentation est très schématique et simplifiée, le paysage de potentiel réel d'un noyau étant multi-dimensionnel et beaucoup plus accidenté. Le noyau dans son état dit fondamental se trouve dans une configuration au voisinage du minimum de potentiel à faible déformation de la [figure 1](#). Lorsqu'il tente de se déformer, il rencontre une barrière de potentiel, la barrière de fission, qui tend à le ramener vers ce minimum. Pour des barrières de fission pas trop élevées, il peut statistiquement arriver qu'un ensemble de nucléons dispose de suffisamment d'énergie pour que le noyau atteigne des déformations supérieures au point selle (le maximum local de potentiel représenté sur la [figure 1](#)). Le système descend alors le potentiel jusqu'au point de scission où deux fragments de fission se séparent. Le noyau initial est dans ce cas instable vis-à-vis de la fission et a un temps de vie fini. Les noyaux deviennent d'autant plus instables, c'est-à-dire que leur temps de vie devient d'autant plus court, qu'on leur apporte de l'énergie supplémentaire, les portant ainsi dans un état dit *excité*. L'énergie d'excitation, générée par exemple lors d'une collision entre noyaux, se répartit entre une énergie

Article proposé :

Dominique Jacquet, jacquet@ipno.in2p3.fr

Institut de physique nucléaire d'Orsay (IPNO), UMR 8608, CNRS / Univ. Paris-Sud, Orsay

Maurice Morjean, morjean@ganil.fr

Grand accélérateur national d'ions lourds (GANIL), UPR 3266, CEA / CNRS, Caen

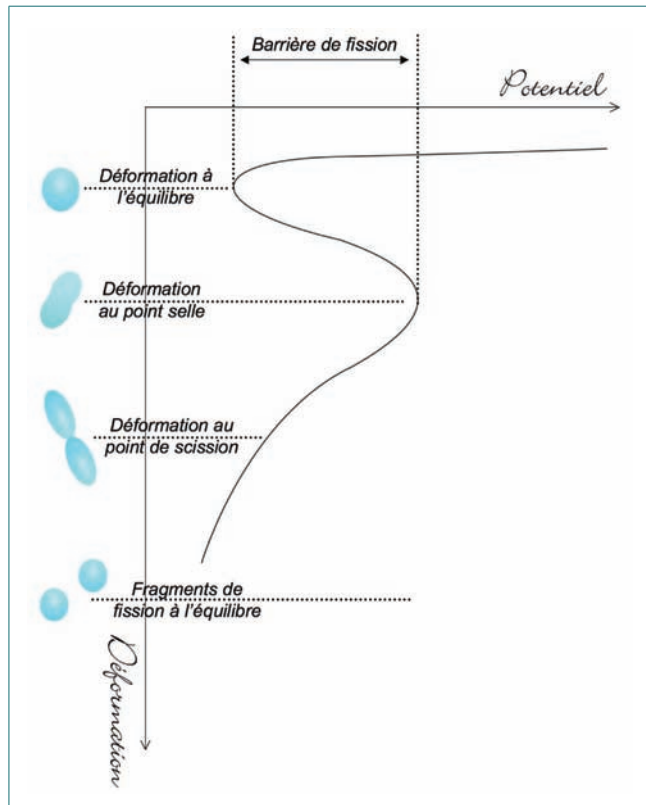


Figure 1 – Représentation schématique à une dimension du potentiel en fonction de la déformation du noyau. La partie gauche de la figure montre les déformations au cours des étapes principales d'un processus de fission.

dite intrinsèque (l'agitation des nucléons, que l'on peut assimiler à une température nucléaire) et une énergie collective (due à la déformation ou à des mouvements collectifs du noyau).

Lorsque le nombre de protons d'un noyau augmente, sa cohésion nécessite de plus en plus de neutrons. Ceci est dû au fait que, l'interaction électrostatique étant de portée infinie, l'effet de répulsion coulombienne cumule l'effet de tous les protons, alors que l'interaction nucléaire à courte portée ne concerne que les nucléons voisins. Les noyaux deviennent alors de plus en plus lourds et, la répulsion coulombienne dominant de plus en plus, la barrière de fission s'abaisse. Pour les noyaux les plus lourds qui existent à l'état naturel, la fission est ainsi un mode d'instabilité très probable. Pour des nombres de protons supérieurs à environ 110, la barrière de fission que nous venons de décrire de façon classique devrait même disparaître totalement et le système devrait se casser très rapidement ; des noyaux avec plus de 110 protons ne devraient pas exister.

Néanmoins, les noyaux et les nucléons sont des objets qui obéissent aux lois de la mécanique quantique : de façon très analogue aux électrons qui, lorsqu'ils appartiennent au cortège électronique d'un atome, se répartissent sur des niveaux énergétiques discrets, les neutrons et les protons, lorsqu'ils forment un noyau, se répartissent sur des niveaux d'énergie – les couches – qu'ils remplissent progressivement (à quelques rares exceptions près) au fur

et à mesure que le nombre de protons  $Z$  ou de neutrons  $N$  augmente. Les noyaux avec  $Z = 2$  (noyaux d'hélium), 8 (noyaux d'oxygène), ..., 82 (noyaux de plomb) sont des noyaux dont le dernier proton est lié par une très grande énergie parce que leur dernière couche de protons est pleine. On parle alors d'un nombre magique de protons. Les barrières de fission calculées classiquement se trouvent surélevées à cause de l'énergie prise par les nucléons pour se structurer en couches qui rend plus profond les puits de potentiel de la figure 1. Les barrières de fission présentent ainsi de forts maxima pour les nombres magiques.

L'énergie de fermeture de couche, et donc la barrière de fission, sont d'autant plus grandes que les nombres de protons et de neutrons sont tous deux magiques, correspondant à des noyaux doublement magiques. Le noyau doublement magique le plus lourd présent sur terre est le  $^{208}\text{Pb}$ , avec 82 protons et 126 neutrons, tandis que le noyau le plus lourd présent sur terre avec un temps de vie suffisamment long pour être considéré comme quasi-stable est l' $^{238}\text{U}$ , avec 92 protons. Les calculs d'effets de couches permettent de bien reproduire les énergies de liaison des nucléons pour les noyaux présents sur terre. Lorsque ces mêmes calculs sont extrapolés vers des nombres de protons supérieurs à 110, ils prédisent l'existence de noyaux doublement magiques avec des barrières extrêmement élevées. La figure 2 donne un exemple de barrières de fission prédites où l'on voit apparaître clairement une région de hautes barrières de fission, appelée îlot de stabilité, autour d'un noyau doublement magique à  $Z = 114$  et  $N = 178$ . La barrière de fission prédite pour ce noyau est supérieure à 9 MeV ( $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ joule}$ ), alors que celle du noyau  $^{238}\text{U}$ , présent sur terre en abondance, est seulement d'environ 5 MeV. Cependant, les différents calculs ne sont pas en accord sur la position en  $Z$

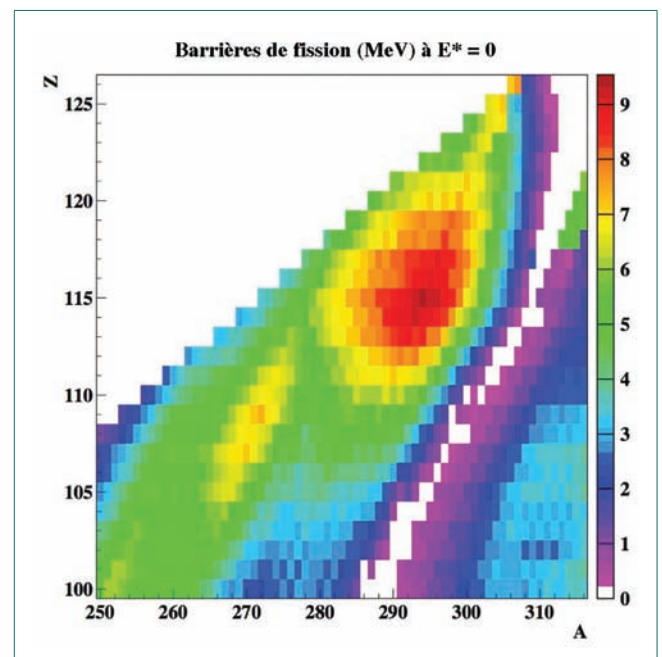


Figure 2 – Barrières de fission calculées pour une énergie d'excitation  $E^*$  nulle à partir des effets de couches prédits par le modèle de Peter Möller et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 59, 185 (1995).



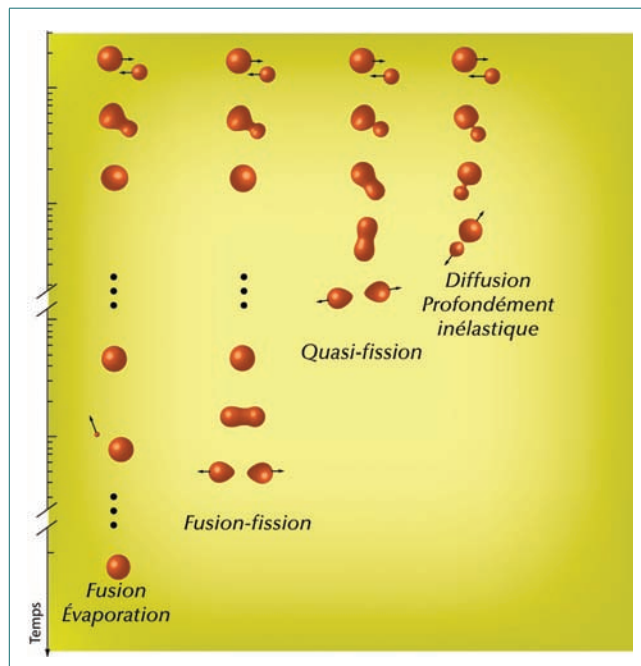
et  $N$  de l'îlot de stabilité ; certains prédisent même plusieurs noyaux doublement magiques au-delà de  $Z = 110$ . Selon les calculs,  $Z = 114, 120, 124$  ou  $126$  et  $N = 178, 182$  ou  $184$  sont respectivement candidats comme nombres magiques de protons et de neutrons.

Des efforts expérimentaux importants ont été entrepris dans de nombreux pays afin de synthétiser des éléments dits super-lourds, des noyaux de  $Z > 110$  avec leur cortège électronique, stabilisés par les effets de couches. L'élément le plus lourd synthétisé à ce jour à Dubna, en Russie, est l'élément de numéro atomique  $Z = 118$ .

## Formation et désexcitation de noyaux super-lourds

Les éléments super-lourds n'existent pas à l'état naturel sur terre et ont été vainement recherchés dans de la matière d'origine extraterrestre (météorites, prélèvements lunaires...). Ils doivent donc être créés artificiellement. Pour former de tels noyaux, la technique considérée comme la plus performante à ce jour consiste à accélérer un ion lourd de numéro atomique  $Z_{\text{proj}}$  utilisé comme projectile pour le faire fusionner avec un noyau cible de numéro atomique  $Z_{\text{cible}}$  afin de former un noyau composé de numéro atomique  $Z_{\text{n.c.}} = Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cible}}$ , constitué de l'ensemble des nucléons du projectile et de la cible dans un état d'équilibre statistique. Cependant, depuis les années 1970, de nombreuses expériences ont montré que, pour  $Z_{\text{proj}} \times Z_{\text{cible}}$  supérieur à environ 1600, la probabilité de fusion, même lorsque la forte répulsion coulombienne entre projectile et cible est surmontée, devient tellement faible qu'elle n'est plus mesurable. Or c'est précisément avec des couples projectile-cible de  $Z_{\text{proj}} \times Z_{\text{cible}} \gg 1600$  que l'on peut espérer créer des noyaux super-lourds par fusion. Par ailleurs, pour des systèmes plus légers, la probabilité de fusion augmente rapidement quand l'énergie cinétique du projectile croît. Pour espérer créer des noyaux composés super-lourds, il faudrait donc idéalement réaliser la fusion à haute énergie cinétique. Or lors d'une réaction de fusion, l'énergie cinétique disponible dans le référentiel du centre de masse se répartit entre énergie de masse du noyau composé et énergie d'excitation. Comme les effets de couches susceptibles de stabiliser les noyaux super-lourds disparaissent rapidement lorsque l'énergie d'excitation augmente, il faut faire un compromis entre haute énergie cinématique du projectile et faible énergie d'excitation, afin de maximiser la probabilité de formation des noyaux composés.

La figure 3 présente de façon schématique l'évolution temporelle observée pour les principaux mécanismes de réaction mis en jeu lors de réactions entre noyaux lourds. Ces mécanismes changent en fonction du paramètre d'impact, distance entre les trajectoires des partenaires de la collision (les faibles paramètres d'impact correspondent à des collisions presque frontales, les paramètres d'impact intermédiaires à des collisions périphériques,



**Figure 3** – Représentation schématique de l'évolution temporelle des mécanismes de réaction entre deux noyaux lourds. Les mécanismes associés aux réactions très périphériques ne sont pas représentés. La diffusion profondément inélastique correspond à des paramètres d'impact plus périphériques que les trois autres mécanismes. Une éventuelle différence entre les paramètres d'impact mis en jeu lors des réactions de quasi-fission et des réactions de fusion reste à déterminer expérimentalement.

tandis que les très grands paramètres d'impact ne donnent pas lieu à réaction nucléaire). La fusion, lorsqu'elle a lieu, intervient aux plus faibles paramètres d'impact. Elle est schématisée, ainsi que les mécanismes de désexcitation du noyau composé formé, dans les deux colonnes de gauche de la figure 3. Le noyau composé est formé très rapidement (temps typique de l'ordre de  $10^{-22}$  à  $10^{-21}$  s). Il dispose d'une certaine énergie d'excitation qu'il va évacuer soit en émettant des particules, essentiellement des neutrons et des rayons gamma, soit en fissionnant. A tout moment ces différents processus de désexcitation sont statistiquement en compétition. Si le noyau composé initial et les noyaux fils (produits par émission de particules) arrivent à survivre à la fission suffisamment longtemps pour évacuer toute l'énergie disponible et conduire à un noyau résiduel froid, on a affaire à un processus dit de fusion-évaporation (colonne de gauche de la figure 3). Le temps typique nécessaire pour atteindre le noyau résiduel (après refroidissement complet) est d'environ  $10^{-12}$  s. La synthèse d'éléments super-lourds est fondée sur ce processus de fusion-évaporation, très peu probable. En effet, à cause de l'énergie d'excitation apportée lors du processus de fusion, la probabilité que le système franchisse la barrière de fission est importante et le processus de fusion suivi de l'éventuelle émission de quelques particules puis par une fission (deuxième colonne, notée fusion-fission) est beaucoup plus probable : les noyaux super-lourds, bien que formés, ne survivent que de façon transitoire. Les estimations théoriques pour des noyaux super-lourds conduisent à des rapports de probabilités (fusion-





fission/fusion-évaporation) parfois supérieurs à  $10^{10}$ , même pour des énergies d'excitation très modérées. Il est clair intuitivement – et les calculs le confirment – que le temps moyen de survie d'un noyau composé super-lourd (son temps de fission) dépend de la hauteur de sa barrière de fission. Plus les effets de couches sont importants, plus la barrière de fission est élevée et plus le temps de fission est long. Le temps de fission constitue donc une sonde de la stabilité des noyaux super-lourds et les temps de fission les plus longs vont correspondre aux noyaux doublement magiques. Pour des noyaux d'uranium (proches de  $^{235}\text{U}$  pour lequel la barrière de fission est d'environ 5 MeV, comme pour tous les isotopes de  $^{233}\text{U}$  à  $^{238}\text{U}$ ), le temps de fission mesuré passe de quelques  $10^{-16}$  s pour des noyaux faiblement excités (quelques MeV) à quelques  $10^{-19}$  s pour des noyaux excités à 250 MeV. Les temps typiques de fusion-fission sont donc de plusieurs ordres de grandeur plus courts que les temps de fusion-évaporation.

La probabilité de fusion devient très faible pour des produits  $Z_{\text{proj}} \times Z_{\text{cible}} > 1600$  parce que ce processus est remplacé pour les mêmes paramètres d'impact par un processus beaucoup plus rapide, la quasi-fission, schématisée dans la troisième colonne de la [figure 3](#). Au cours d'une réaction de ce type, le projectile et la cible s'interpénètrent profondément, échangent des nucléons, l'énergie cinétique disponible peut être complètement dissipée, mais les nucléons ne sont pas piégés à l'intérieur de la poche de potentiel du noyau composé qui n'est ainsi pas formé. Le système composite transitoire se sépare en deux noyaux massifs qui peuvent présenter des masses, des numéros atomiques et des énergies tout à fait similaires à ceux de fragments de fission du noyau composé. La quasi-fission peut être vue comme une prolongation du processus de diffusion profondément inélastique, observé pour des réactions plus périphériques (quatrième colonne [figure 3](#)), dans lequel le projectile et la cible conservent une partie de leur identité (leurs masses, leurs numéros atomiques, leurs directions initiales). Les distributions angulaires des fragments émergents après une réaction de quasi-fission ou de diffusion très inélastique montrent que le système transitoire n'a pas eu, en moyenne, le temps de faire plus d'une rotation sur lui-même, caractérisant ainsi des réactions très rapides (quelques  $10^{-20}$  s au maximum). En revanche, les distributions angulaires des fragments émergents après une réaction de fusion-fission devraient être isotropes, puisque la durée de vie du noyau composé est très supérieure à sa période de rotation. Dans la région des super-lourds, la quasi-fission est un phénomène tellement dominant qu'il devient impossible de signer une éventuelle faible composante de fusion-fission à partir des caractéristiques cinématiques des fragments émergents. C'est en étudiant expérimentalement la différence essentielle entre fusion-fission et quasi-fission, le temps de réaction, que nous allons dans la suite mettre en évidence l'existence de noyaux super-lourds et sonder leur stabilité. Compte tenu des différentes prédictions théoriques mentionnées dans la section précédente, qui concernent les nombres magiques dans la région des noyaux super-

lourds, nous avons choisi d'étudier les noyaux de numéros atomiques  $Z = 114, 120$  et  $124$ , formés respectivement lors de collisions  $^{208}\text{Pb} + \text{Ge}$  ( $Z_{\text{proj}} = 82$  et  $Z_{\text{cible}} = 32$ ),  $^{238}\text{U} + \text{Ni}$  ( $Z_{\text{proj}} = 92$  et  $Z_{\text{cible}} = 28$ ) et  $^{238}\text{U} + \text{Ge}$  ( $Z_{\text{proj}} = 92$  et  $Z_{\text{cible}} = 32$ ).

## Principe de la mesure du temps de fission

Plusieurs techniques expérimentales ont été mises en œuvre pour estimer les durées des processus de fusion-fission et de quasi-fission. Ainsi que nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, la quasi-fission est un processus très rapide au cours duquel l'anisotropie des distributions angulaires des fragments émergents permet de mesurer de façon très directe le temps de vie du système transitoire formé grâce à la conservation du moment angulaire au cours de la réaction. À l'opposé, la plupart des approches utilisées pour estimer la durée du processus de fusion-fission reposent sur la modélisation du processus de désexcitation des noyaux fissiles lorsqu'ils sont produits au cours d'une réaction nucléaire, et en particulier de la compétition entre les différents canaux de désexcitation qui sont ouverts au système. Le temps de fusion-fission est ainsi souvent déduit de calculs qui reproduisent le nombre de particules légères par événement (chargées ou neutres) émises avant la scission. Cependant, un certain nombre d'indéterminations dans ces modélisations, concernant par exemple les densités d'états quantiques accessibles au système au cours de son évolution, ne permettent pas à l'heure actuelle d'apporter des réponses sans ambiguïtés. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi d'utiliser une méthode directe de mesure de temps de fission grâce à la technique dite « d'ombre dans des monocristaux » qui permet de s'affranchir des modèles décrivant le processus de fission.

La gamme de temps accessible par cette méthode peut s'ajuster grâce aux conditions cinématiques de l'expérience. Dans notre cas, l'utilisation de conditions de cinématique inverse (projectile plus massif que la cible) et le choix de l'angle de détection conduit à une limite inférieure des temps mesurables d'environ  $10^{-18}$  s.

## Procédure expérimentale - Identification des mécanismes de réaction

Pour tester la stabilité d'éventuels noyaux super-lourds formés par fusion, nous avons mis en œuvre la technique d'ombre dans les monocristaux dont le principe est décrit dans l'[encadré](#). Pour cela, nous avons commencé par identifier et sélectionner différents groupes d'événements issus d'un même mécanisme de réaction, puis nous avons trouvé parmi ces groupes ceux qui correspondent à des réactions quasi-instantanées pour construire des creux de



référence de temps courts auxquels comparer les creux de blocage mesurés pour les autres sélections. Nous avons utilisé un dispositif expérimental dans lequel les noyaux et les particules chargées issues des réactions nucléaires étaient détectés dans un angle solide voisin de  $4\pi$  stéradians, soit pratiquement tout l'espace. Les creux de blocage étaient mesurés par un système de détection constitué d'une chambre à ionisation suivie d'un détecteur résistif à localisation en silicium de très bonne résolution spatiale (de l'ordre de  $0,02^\circ$ ), situé à  $20^\circ$  de la direction du faisceau et vers lequel un axe principal du cristal cible était orienté. Ce système de détection nous a permis d'obtenir le numéro atomique  $Z$  du fragment détecté, son énergie et sa direction d'émission. Le reste de la couverture angulaire était fournie par le multi-détecteur Indra, composé de plusieurs centaines de modules (chambres à ionisations, détecteurs en silicium et scintillateurs d'iodure de césium). Indra nous permettait, pour chaque événement de collision, de compter, d'identifier le numéro atomique et de mesurer l'énergie de l'ensemble des produits chargés issus de la réaction. La sélection des événements issus d'un même mécanisme a été faite dans le plan défini par le numéro atomique des produits de réaction détectés à  $20^\circ$  et leur énergie cinétique (voir [figure 4](#)), tandis que Indra nous a permis, pour chacun de ces événements, d'assigner de façon certaine un mécanisme de réaction.

Les creux de blocage mesurés pour les sélections Ac, Bd et Bg sur la [figure 4](#) constituent dans notre cas de très bonnes références de temps quasi-instantanés. Il s'agit en effet de réactions de diffusion élastiques (ou faiblement inélastiques) très périphériques, pour lesquelles les numéros atomiques des partenaires n'ont pas ou ont peu changé ( $Z \approx 28$ ,  $Z \approx 92$  et  $Z \approx 32$  pour la [figure 4Ac](#), [4Bd](#) et [4Bg](#) respectivement) et pour lesquelles la durée d'interaction nucléaire est négligeable ( $10^{-23}$  s pour une diffusion élastique, inférieure à  $10^{-22}$  s pour la diffusion inélastique). Un groupe d'événements étalé entre  $Z = 30$  et  $Z = 60$  a été identifié comme provenant essentiellement de la fission d'un ion projectile uranium faiblement excité (contours Ab et Bf). Un troisième groupe apparaît sous forme d'un croissant situé au voisinage de  $Z = 80$  (contours Aa et Be), dans lequel nous avons identifié des événements qui peuvent provenir soit de réactions de quasi-fission, soit de réactions de fusion-fission. En effet, seuls deux fragments lourds sont détectés avec les propriétés cinématiques attendues pour des fragments de fission. Seul le temps de vie du système transitoire constitué de l'ensemble des nucléons du projectile et de la cible

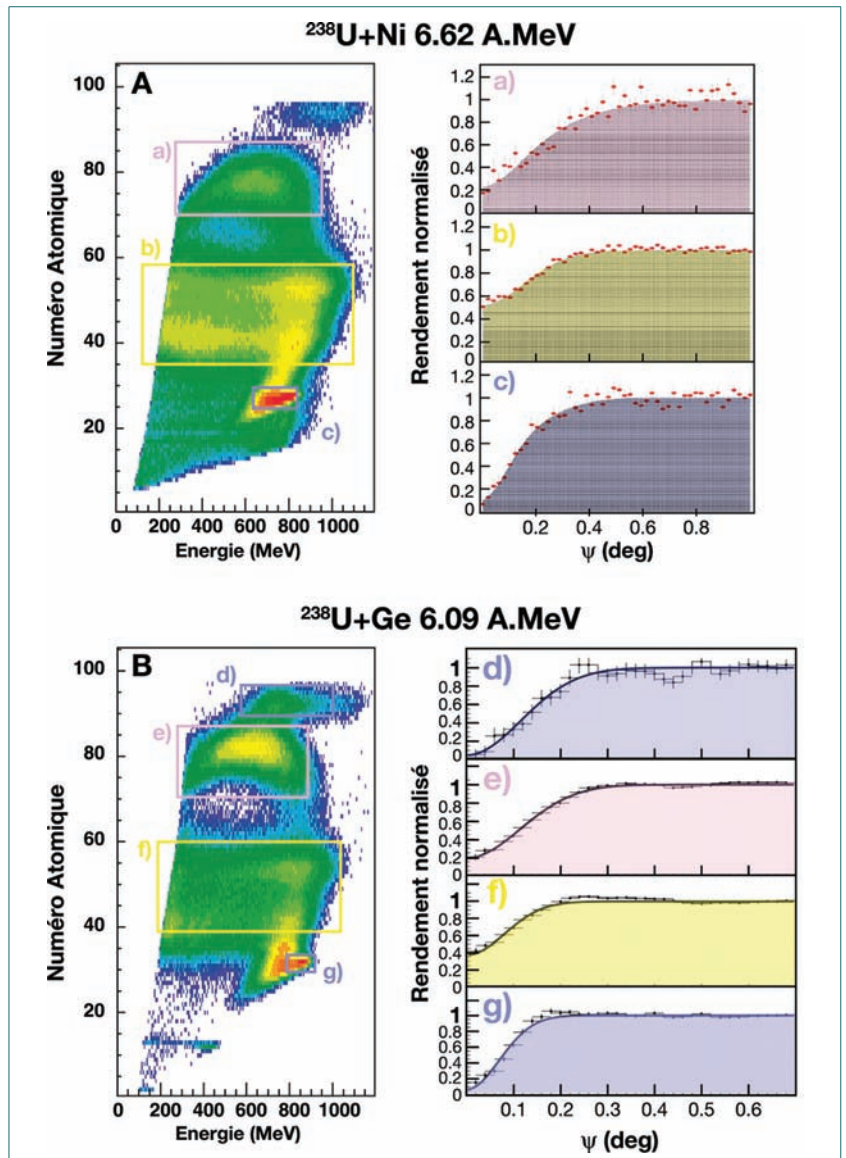


Figure 4 – *Partie gauche* : Nombre de produits de réaction détectés à  $20^\circ$  en fonction de leur énergie cinétique et de leur numéro atomique. *Partie droite* : creux de blocage à une dimension pour les sélections d'événements indiquées sur la partie gauche de la figure.

permet alors de définir le mécanisme mis en jeu. C'est donc dans ce troisième groupe que nous avons cherché la trace d'événements à très longs temps de fission, caractérisant la formation de noyaux composés super-lourds.

## Mise en évidence de la grande stabilité des éléments de $Z = 120$ et $124$

Pour constituer les creux de blocage, plutôt que d'utiliser une mesure indépendante avec une cible amorphe ([voir l'encadré](#)), nous avons préféré réaliser au cours de la même expérience une mesure de distribution angulaire des produits de réaction émis à  $20^\circ$  dans un deuxième télescope similaire à celui utilisé pour mesurer les effets d'ombre, mais vers lequel aucun plan ou axe majeur du cristal cible n'était orienté. Cette approximation (d'un



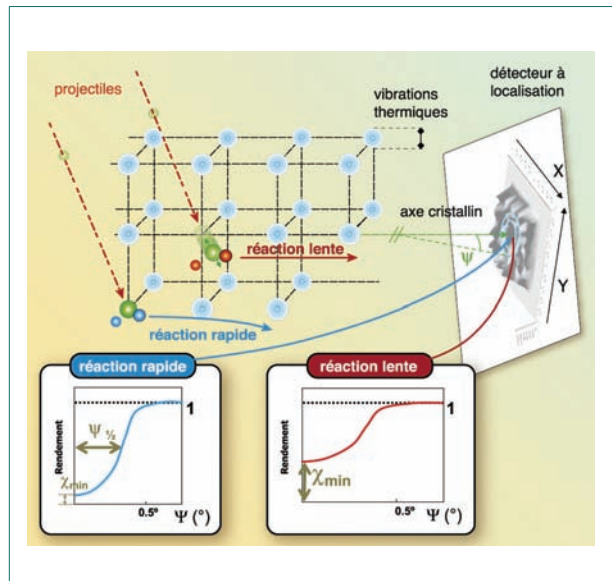
## Encadré

## Méthode de blocage

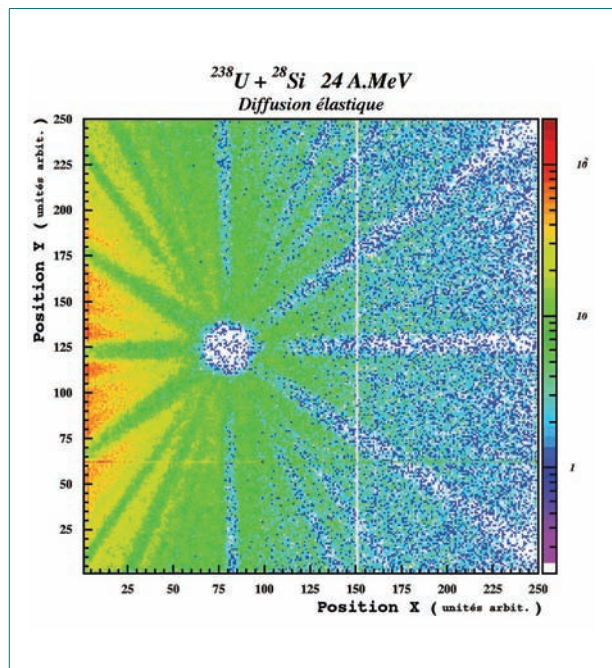
Il s'agit, en utilisant une cible monocristalline, de mesurer la distribution angulaire des produits de réaction dans la direction d'un des axes principaux du cristal. En raison de l'interaction atomique (essentiellement coulombienne) entre les ions produits au cours de la collision et les atomes de la rangée du cristal, cette distribution angulaire présente un minimum dans la direction exacte de l'axe, l'ion produit étant défléchi par la rangée. Cet effet d'ombre est d'autant plus marqué que l'ion observé a été produit près de la rangée. Les plans principaux du cristal induisent également un effet d'ombre ; le principe est le même que pour les axes, mais pour la clarté de l'exposé nous ne décrivons ici que le blocage axial. Dans le cas de la fission, les ions détectés sont les fragments de fission, émis à partir du noyau composé formé par la fusion d'un noyau projectile avec un noyau d'un atome du cristal. Plus le temps de vie du noyau composé est long, plus la fission se produit loin de la rangée, donc plus le potentiel atomique ressenti est faible et moins l'effet d'ombre est marqué (*figure E1*).

Ce type d'expérience nécessite d'orienter l'un des axes cristallins de la cible de façon très précise (avec un porte-cible goniométrique) vers un détecteur de haute résolution spatiale dans lequel on mesure ces effets d'ombre dans la distribution angulaire. La *figure E2* présente un exemple d'effet d'ombre mesuré par un détecteur sensible à la position dans la direction d'un axe  $\langle 110 \rangle$  d'un cristal de silicium. Les chutes de rendement dans les directions de l'axe et des différents plans cristallins sont clairement visibles.

De façon pratique, l'effet d'ombre est caractérisé grâce au spectre monodimensionnel appelé « creux de blocage », qui présente le rendement normalisé  $Y$  en fonction de l'angle  $\Psi$  entre la direction de détection et l'axe du cristal. Le rendement normalisé est déterminé par le rapport entre deux distributions angulaires mesurées indépendamment, l'une avec la cible cristalline et l'autre avec une cible amorphe du même matériau, donc sans effet d'ombre. Le creux de blocage se caractérise habituellement par son taux de remplissage dans la direction de l'axe de blocage, noté  $\chi_{\min}$ , et sa largeur  $\Psi_{1/2}$  qui varie avec la charge de l'ion détecté et son énergie. Pour des temps infiniment courts, et en négligeant la taille de l'impact du faisceau sur la cible, la valeur de  $\chi_{\min}$ , qui traduit la probabilité de détecter un fragment précisément dans la direction de l'axe du cristal, ne dépend que des qualités du cristal et de l'amplitude des vibrations thermiques des atomes du réseau à la température de l'expérience. Toute réaction qui dure moins longtemps que le temps nécessaire au système en interaction pour sortir de cette zone de vibrations thermiques donnera la même valeur de  $\chi_{\min}$ . Ceci conduit à une limite inférieure de temps mesurable, qui dépend de la vitesse du système qui recule. La limite supérieure des temps mesurables par cette méthode correspond au temps mis par l'ion pour se trouver dans une région de la maille cristalline où l'action des rangées n'est plus perceptible et où le milieu environnant peut être considéré comme homogène.



**Figure E1** – Principe de la mesure de temps de fission par blocage cristallin. Dans le cas d'une fission rapide, le fragment produit près de la rangée (en bleu) est très sensible au potentiel des atomes de cette rangée qui aura tendance à défléchir un fragment initialement émis parallèlement à la rangée. On n'observera donc que très peu de fragments dans la direction de l'axe (effet d'ombre). Pour une fission lente, la fission intervient dans une région du cristal où le potentiel ressenti par le fragment est beaucoup plus faible et donc le minimum observé dans la direction de l'axe sera moins marqué. La représentation du cristal, schématique, ne respecte pas les échelles, le paramètre de maille du cristal étant environ 50 fois plus grand que l'amplitude des vibrations thermiques.



**Figure E2** – Creux de blocage mesurés pour des réactions de diffusions élastiques d'un projectile d'uranium sur une cible cristalline de silicium.





système amorphe) est largement compensée par l'absence d'incertitudes inévitablement introduites au cours de deux expériences indépendantes.

Les conclusions que nous allons tirer vont être essentiellement fondées sur la comparaison des rendements  $\chi_{\min}$  mesurés à  $\Psi = 0^\circ$  pour les différentes sélections, le remplissage des creux à  $0^\circ$  constituant la signature la plus directe et la plus facile à visualiser de la présence de réactions à temps longs. Un certain nombre de précautions doivent cependant être prises dans ce type d'analyse afin de s'assurer de la validité de la procédure. En effet, différents effets, liés par exemple à la taille de l'impact du faisceau incident sur la cible ou à des imperfections du cristal, peuvent conduire à un brouillage du creux de blocage tel qu'il serait mesuré dans une expérience parfaite. Pour un creux de blocage étroit, ce brouillage peut générer une augmentation artificielle du  $\chi_{\min}$ . Aussi, afin d'éviter toute ambiguïté sur les conclusions, nous avons toujours utilisé des creux de référence au moins aussi étroits que ceux que nous souhaitions étudier.

Les creux de blocage constitués pour les différentes sélections d'événements décrites dans la section précédente sont présentés sur la partie droite de la [figure 4](#). Les creux de blocage associés aux sélections Aa et Be montrent pour  $^{238}\text{U} + \text{Ni}$  ( $Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cible}} = 120$ ) et  $^{238}\text{U} + \text{Ge}$  ( $Z_{\text{proj}} + Z_{\text{cible}} = 124$ ) un niveau de remplissage à  $\Psi = 0^\circ$  significativement plus important que celui des creux de référence de temps courts (sélections Ac pour  $^{238}\text{U} + \text{Ni}$  et Bd et Bg pour  $^{238}\text{U} + \text{Ge}$ ). Ceci met clairement en évidence des événements de fission à des temps supérieurs à  $10^{-18}$  s pour les systèmes transitoires constitués de 120 et 124 protons (les neutrons n'étant pas détectés par notre dispositif expérimental, nous ne pouvons pas préciser les isotopes mis en jeu). Comme les temps typiques de quasi-fission sont de 100 à 1 000 fois plus courts, ceci permet de signer sans ambiguïté la présence d'événements qui proviennent de processus de fusion-fission. Ce temps de  $10^{-18}$  s est certes très court, mais à l'échelle des temps de vie nucléaires, il est suffisamment long pour attester de la formation de noyaux de 120 et 124 protons et pour leur attribuer une grande stabilité vis-à-vis de la fission lorsqu'ils ne sont pas excités. A titre de comparaison, rappelons que pour des noyaux d'uranium, à cause de la barrière de fission relativement haute – de l'ordre de 5 MeV – les temps de fission s'étalent entre  $10^{-16}$  et  $10^{-19}$  s lorsque l'énergie d'excitation croît de quelques MeV à 250 MeV. Une analyse détaillée des creux de blocage Aa et Be permet d'affirmer qu'au moins 10 % des événements sélectionnés proviennent de noyaux composés survivant plus longtemps que  $10^{-18}$  s.

Une analyse similaire a été effectuée pour le système  $^{208}\text{Pb} + \text{Ge}$  susceptible de former des noyaux de  $Z = 114$  à une énergie d'excitation comparable. Cette analyse n'a montré aucun remplissage significatif des creux de blocage pour les événements où seuls deux fragments lourds étaient détectés. Dans la limite de sensibilité de cette expérience, aucune composante de fission de noyaux composés de  $Z = 114$  survivant plus de  $10^{-18}$  s n'a donc pu être mise en évidence. Ceci peut s'interpréter par l'insuffisance du nombre de neutrons  $N_{\text{nc}}$  du noyau composé pour assurer sa stabilité ( $N_{\text{nc}}$  est au plus égal à 170 pour l'isotope stable le plus lourd du germanium, valeur très éloignée du prochain nombre magique en neutrons que la plupart des modèles s'accordent à prédire autour de  $N = 184$ ).

## Conclusions

Grâce à des mesures directes de temps de réaction, nous avons montré que l'on pouvait former par la fusion de deux noyaux lourds des noyaux qui comportent plus de 120 protons. Le temps mis par de tels noyaux super-lourds pour fissionner dépend de la hauteur de leur barrière de fission, qui elle-même définit la relative stabilité de ces noyaux. Il devient alors possible, en étendant ce type de mesures à d'autres systèmes cible-projectile, de trouver le maximum de stabilité dans la région des éléments super-lourds et de cerner ainsi expérimentalement l'îlot de stabilité prévu par les théories depuis de nombreuses années. Les résultats déjà acquis pour des noyaux de 120 et 124 protons constituent un apport précieux pour les théories et les modèles nucléaires, qui doivent maintenant reproduire à la fois les très faibles probabilités de synthèse de ces éléments et leur relativement longs temps de fission. Pour y arriver, les paramètres intervenant dans ces calculs (qui sont la plupart du temps extrapolés depuis la région des noyaux connus vers celle des noyaux super-lourds) devront être ajustés, ce qui nécessitera à la fois des efforts expérimentaux et théoriques.

### POUR EN SAVOIR PLUS

- Morjean M. *et al.*, *Physical Review Letters*, volume 101, article 072701 (2008).
- Gemmel D.S., *Review of Modern Physics*, volume 46, page 129 (1974).
- Jacquet D. et Morjean M., « Progress in particle and nuclear physics », volume 63, page 155 (2009).
- Goldenbaum F. *et al.*, *Physical Review Letter*, volume 82, page 5012 (1999).
- Oganessian Yu., *Nature*, volume 413, page 122 (2001).